УДК 621.373.826.038.825.4

# ОГРАНИЧЕНИЯ МИНИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ С ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ НАКАЧКОЙ

М. М. Зверев, Д. В. Перегудов
Московский институт радиотехники, электроники и автоматики (технический университет)

Исследования пороговых и энергетических характеристик полупроводниковых лазеров с электронно-лучевой накачкой проводились в целом ряде работ [1]. С уменьшением энергии электронного пучка — источника накачки — пороговая плотность тока возрастает. Большие значения энергии электронов и, соответственно, высокие напряжения значительно ограничивают возможности практического использования лазеров данного типа. В связи с этим представляет интерес исследовать возможность уменьшения энергии электронов.

При анализе причин, приводящих к росту пороговой плотности тока пучка с уменьшением энергии электронов, как правило предполагалось, что генерация неравновесных носителей и их рекомбинация происходят в одной и той же области. Учет миграции носителей проводился лишь для лазера на основе многослойных гетероструктур [2], а также для лазера с продольной накачкой остросфокусированным электронным лучем [3].

В настоящей работе проведены расчеты распределения температуры и концентрации неравновесных носителей в активном элементе полупроводникового лазера с поперечной накачкой электронным пучком в зависимости от параметров накачки (энергии пучка, плотности тока, длительности импульса). Учитывались процессы диффузии носителей, а также безызлучательная рекомбинация на поверхности образца.

Лазер представляет собой кристалл CdS, наклеенный на подложку. Размеры кристалла в поперечном направлении велики по сравнению с его толщиной. Поперечные размеры электронного пучка также велики по сравнению с толщиной кристалла, что дает возможность использовать для описания теплопроводности и диффузии одномерные уравнения. В то же время толщина кристалла довольно велика по сравнению с характерными длинами диффузии и теплопроводности, так что можно считать кристалл полуограниченным.

Рассмотрим сначала тепловой режим лазера, который возбуждается однократным импульсом электронов. Он описывается уравнением теплопроводности

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{2}{3} w(z,t). \tag{1}$$

Функция $w(z,t)$ представляет собой потери энергии электронов накачки в кристалле. Поскольку время пролета электрона сквозь кристалл много меньше характерной длительности импульса накачки, можно считать, что $w(z,t)$ распадается в произведение функций от координаты и от времени. Первая определяется энергией электронов пучка и типом кристалла и хорошо известна. Вторая варьируется в зависимости от формы импульса накачки. Мы считаем коэффициент теплопроводности $\kappa$ и теплоемкость $c$ не зависящими от температуры, что оправдано при комнатной температуре. Параметр $\rho$ обозначает плотность кристалла.

Граничное условие выберем в виде

$$\frac{\partial T}{\partial z}(z=0,t) = 0. \tag{2}$$

Оно означает, что поток энергии со свободной поверхности отсутствует.

Начальное условие

$$T(z,t=0) = T_0 \tag{3}$$

соответствует равновесному состоянию кристалла.

Рассмотрим теперь постановку задачи об определении концентрации неравновесных носителей. Предполагается, что она удовлетворяет уравнению:

$$\frac{\partial N}{\partial t} - D \frac{\partial^2 N}{\partial z^2} - \frac{N}{\tau} = \frac{1}{3E_g} w(z,t) \tag{4}$$

В нем учтена диффузия неравновесных носителей, а также их объемная рекомбинация. Параметры $\tau$ и $D$ — это характерное время жизни неравновесных носителей и коэффициент диффузии, $E_g$ — ширина запрещенной зоны, зависимостью которой от температуры пренебрегаем, а $w(z,t)$ — та же функция, что в уравнении теплопроводности. Граничное условия выберем так, чтобы учесть поверхностную рекомбинацию неравновесных носителей:

$$D\frac{\partial N}{\partial z}(z=0,t) = sN(z=0,t) \tag{5}$$

Здесь $s$ — коэффициент поверхностной рекомбинации. Начальное условие соответствует отсутствию неравновесных носителей:

$$N(z,t=0) = 0 \tag{6}$$

Как легко заметить, уравнение теплопроводности (1) является частным случаем уравнения диффузии (4), поэтому опишем решение уравнения диффузии, а для уравнения теплопроводности приведем лишь результат. Решение уравнения (4) можно записать с помощью функции Грина $G(z,t;z',t')$:

$$N(z,t) = \int_0^t dt' \int_0^\infty dz' G(z,t;z',t') \frac{1}{3E_g} w(z',t') \tag{7}$$

Подставляя в (4) $N = \exp(-t/\tau)\tilde{N}$, находим, что $\tilde{N}$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \tilde{N}}{\partial t} - D\frac{\partial^2 \tilde{N}}{\partial z^2} = \frac{1}{3E_g} w(z,t) e^{t/\tau} \tag{8}$$

с теми же граничным и начальным условиями (5) и (6). Поэтому

$$G(z,t;z',t') = e^{-(t-t')/\tau} G(z,t;z',t')|_{\tau\to\infty} \tag{9}$$

Функция Грина уравнения (8) может быть построена методом Фурье:

$$\begin{aligned} &G(z,t;z',t')|_{\tau\to\infty} = \\ &\quad = \frac{1}{\sqrt{4\pi D(t-t')}} \left[ \exp\left( -\frac{(z-z')^2}{4D(t-t')} \right) + \exp\left( -\frac{(z+z')^2}{4D(t-t')} \right) \right] - \\ &- \frac{s}{D} \exp\left( \frac{s}{D}(z+z'+s(t-t')) \right) \left[ 1 - \operatorname{erf}\left( \frac{z+z'+2s(t-t')}{\sqrt{4D(t-t')}} \right) \right], \end{aligned} \tag{10}$$

где

$$\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \tag{11}$$

Поскольку $\tau \approx 10^{-9}$ с (до порога генерации), а длительность импульса накачки порядка $t \sim 10^{-8}$ с, то ясно, что именно время жизни носителей, а не длительность импульса накачки, определяет концентрацию. Предполагая импульс накачки прямоугольным, при интегрировании в (7) по времени можно фактически заменить верхний предел на бесконечность

$$\int_0^t dt' G(z,t;z',t') = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\tau}{D}}\left\{e^{-2|\xi-\xi'|} + \frac{1-\sigma}{1+\sigma}e^{-2(\xi+\xi')}\right\} + R_1, \qquad (12)$$

где $\xi = z/L$, $L = \sqrt{4D\tau}$ — длина диффузии, $\sigma = s\sqrt{\tau/D}$, а для остаточного члена

$$R_1 = -\int_t^\infty dt' G(z,t';z',0) \qquad (13)$$

можно получить оценку

$$|R_1| < \sqrt{\frac{\tau}{D}}\frac{e^{-\alpha^2}}{\alpha\sqrt{\pi}}\left\{1 + \frac{1}{1-\sigma^2}\left(\frac{(\xi+\xi')\sigma}{\alpha^2} + \sigma^2 + \frac{\sigma\alpha^2}{\xi+\xi'+\sigma\alpha^2}\right)\right\}, \qquad (14)$$

где $\alpha = \sqrt{t/\tau} \gg 1$. Формула (12) предсталяет собой функцию Грина стационарного уравнения диффузии [4].

Возьмем функцию $w(z,t)$ в виде: $w(z,t) = jE_0/ez_0$ при $z < z_0$, $w(z,t) = 0$ при $z > z_0$, где $z_0$(мкм) $= 4.56 \cdot 10^{-3} E_0^{1.75}$(кЭв).

Тогда в формуле (7) можно явно выполнить интегрирование по координате и окончательно концентрация неравновесных носителей вычисляется по формуле

$$N(z,t) = \frac{jE_0\tau}{6eE_g z_0}\Big\{1 - e^{-2\xi} + \varepsilon(\eta-\xi)(1 - e^{-2|\xi-\eta|}) + \\ + \frac{1-\sigma}{1+\sigma}e^{-2\xi}(1 - e^{-2\eta})\Big\} + R_2, \qquad (15)$$

где $\eta = z_0/L$, $\varepsilon(x) = 1$ при $x > 0$, $\varepsilon(x) = -1$ при $x < 0$. В силу сделанных оценок остаточным членом $R_2$ при вычислениях пренебрегаем.

Функция Грина уравнения теплопроводности (1) получается из (10), если заменить $D \to \kappa/\rho c$ и положить $\tau = \infty$, $s = 0$. Все интегрирования в формуле (7) можно проделать явно, и мы найдем

$$T(z,t) = T_0 + \frac{2jE_0 t}{3z_0\rho c}\left[F(\xi^* + \eta^*) - F(\xi^* - \eta^*)\right], \qquad (16)$$

где в $\xi^*$ и $\eta^*$ длина диффузии $L$ заменена на длину теплопроводности $L^* = \sqrt{4\kappa t/\rho c}$, а функция $F$ имеет вид

$$F(x) = \operatorname{erf}(x)\left(\tfrac{1}{2} + x^2\right) + \frac{x}{\sqrt{\pi}} e^{-x^2} - x|x| \tag{17}$$

В (15) и (16) введены параметры пучка накачки: энергия электронов $E_0$ и плотность тока в пучке $j$.

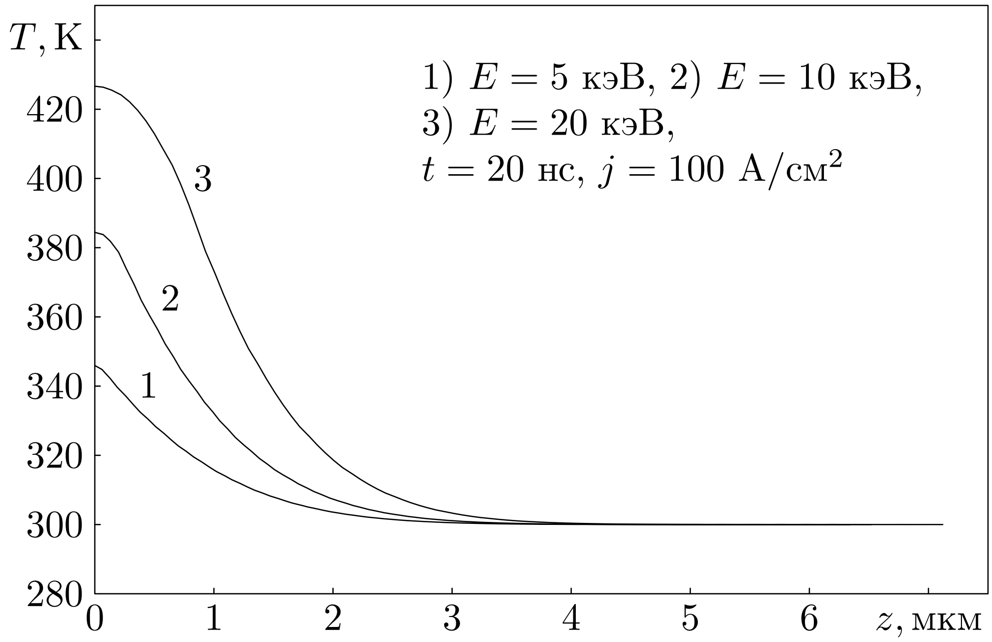


Рис. 1

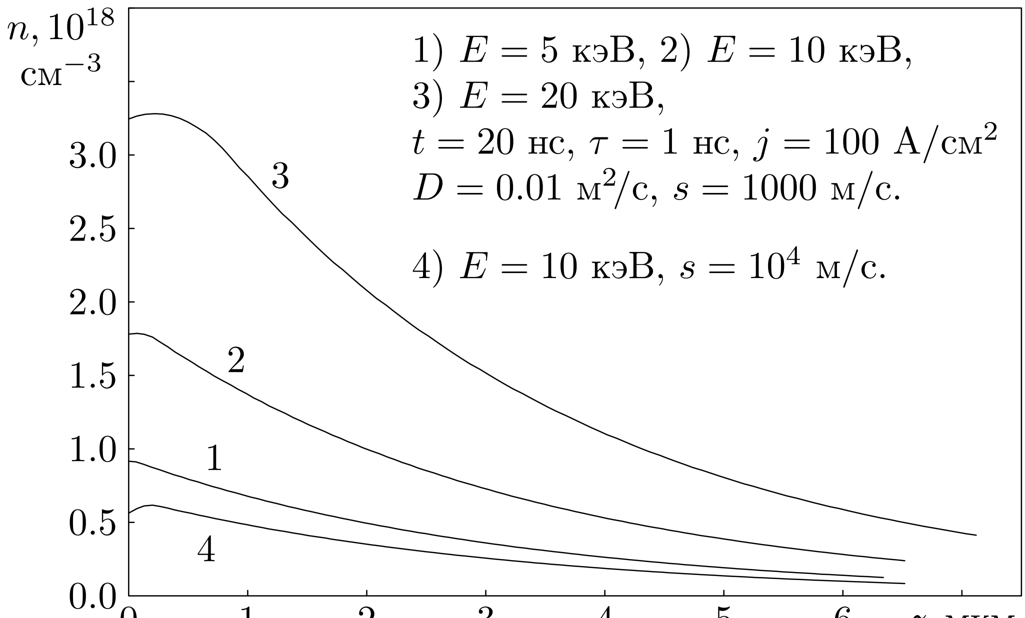


Рис. 2

Результаты вычислений представлены на рисунках 1 и 2. Из рис. 1 видно, что нагрев кристалла при плотности тока 100 А/см$^2$ и длительности импульса 20 нс не превышает 130 градусов при энергии электронов менее 20 кэВ. За время импульса неравновесные носители за счет диффузии успеют уйти на расстояние, значительно превышающее глубину проникновения электронного пучка в кристалл (рис. 2), а также превышающее расстояние, на которое успеет распространиться тепло. Это связано со значительно большей скоростью диффузионного дрейфа носителей по сравнению со скоростью перемещения тепла. Из сравнения данных, представленных на рис. 1 и 2 следует, что большая часть неравновесных носителей будет рекомбинировать в холодной части кристалла, до которой тепловая волна еще не успела дойти.

Большое влияние на концентрацию носителей оказывает поверхностная рекомбинация (что естественно при малых энергиях электронного пучка). Из рис. 2 видно, что увеличение скорости поверхностной рекомбинации на порядок приводит почти к пропорциональному уменьшению концентрации носителей.

Таким образом, можно заключить, что при малых энергиях электронного пучка, когда диффузионная длина неравновесных носителей сравнима или превышает глубину проникновения электронов в кристалл, именно диффузия носителей будет процессом, определяющим размер активной области кристалла. Влияние импульсного нагрева в этом случае будет уменьшено из-за малой скорости распространения тепловой волны. Это делает возможность увеличить концентрацию носителей путем простого увеличения тока накачки.

Ограничения по увеличению тока накачки будут, повидимому, связаны с катастрофической деградацией материала. Выполненные нами оценки показывают, однако, что при приведенных выше параметрах накачки возникающие в кристалле термоупругие напряжения имеют величину, много меньшую порога разрушения кристалла.

## ЛИТЕРАТУРА

1. О. В. Богданкевич. Полупроводниковые лазеры с накачкой электронным пучком.//Квантовая электроника. 1994. Т. 21. № 12. С. 1113–1136.

2. О. В. Богданкевич, Н. А. Борисов, Б. А. Брюнеткин, С. А. Дарзнек, В. Ф. Певцов.//Квантовая электроника. 1978. Т. 5. № 6. С. 1310–1317.

3. С. Л. Баженов, О. В. Богданкевич, С. А. Дарзнек, Г. А. Ме-

ерович, В. Н. Уласюк.//Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 7. С. 1447–1450.

4. W. van Roosbroeck.//J. Appl. Phys. 1955. V. 26. P. 380.

## THE LIMITATION OF MINIMAL ENERGY OF THE ELECTRONS IN THE ELECTRON BEAM PUMPED SEMICONDUCTOR LASERS

M. M. Zverev, D. V. Peregoudov

The heating of the crystal and diffusion of the unequilibrium carriers in the active element of the electron beam pumped semiconductor laser are calculated. It is shown that in the case of small values of electron energy and pulse duration the essential part of carriers may recombine in the cold part of crystal.